



TITLE:

# 壁乱流における秩序構造内での乱れの等方化機構(乱流の発生と統計法則II)

AUTHOR(S):

飯田, 雄章; 笠木, 伸英

---

CITATION:

飯田, 雄章 ...[et al]. 壁乱流における秩序構造内での乱れの等方化機構 (乱流の発生と統計法則II). 数理解析研究所講究録 1993, 852: 164-177

ISSUE DATE:

1993-10

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/83714>

RIGHT:

## 壁乱流における秩序構造内での乱れの等方化機構

東大大学院 飯田 雄章 (Oaki Iida)

東大工学部 笠木 伸英 (Nobuhide Kasagi)

### 1、序論

乱流の直接数値シミュレーション (DNS) を利用した乱流場の構造解析から、壁面乱流における準秩序構造の存在が明らかにされた [1][2]。準秩序構造を構成する主たる物理現象は、低圧領域に存在する渦運動と高圧量領域に生じる剪断層である。

Robinson [1] はレイノルズ剪断応力のしきい値の高い領域が、縦渦の左右側方に生じること指摘し、レイノルズ剪断応力の生成が、渦運動に起因すると推測している。Kasagi et al [2] は、レイノルズ剪断応力、垂直応力の輸送方程式中の素過程である生成項、圧力拡散項および圧力歪相関項のしきい値の高い領域の分布が、縦渦及び剪断層と特有の位置関係で対応していることを指摘した。これらの研究成果は、乱流場で大きな速度変動をもつ流体の運動量輸送機構が、準秩序構造と緊密な関係にあることを示唆している。ただし、運動量輸送機構の中でも特に中心的と考えられる、乱流中での他方向へ

の運動量の変換機構は複雑であり、依然十分な研究がなされていない。レイノルズせん断応力の消滅、及びレイノルズ垂直応力の再分配は、運動量変換機構の一つであるが、これらが活発な領域では、高い圧力変動が生じることが予想される。そこで、本研究では、大きな圧力変動を伴う秩序構造の一つに対象を限定し、運動量が交換された結果生じる、流体速度の歪状態を考慮することで、運動量変換機構の詳細について検討する。

## 2、可視化した乱流場

可視化に用いたデータは、黒田[3]の平行平板チャネル乱流DNSデータである。図1に座標系及び流れ場を示す。両壁面はノンスリップ条件であり、流れ方向に一定の平均圧力勾配が存在する。数値計算は、空間的な離散化手法として流れ方向、スパン方向にそれぞれ格子点数128のFourier-spectral法を、壁垂直方向には、格子点数97のChebyshev-tau法が用いられている。計算領域は、チャネル半幅を $\delta$ として、流れ方向に $5\pi\delta$ 、スパン方向に $2\pi\delta$ で、乱流の大規模構造をとらえるのに十分な大きさとなっている。摩擦速度とチャネル半幅で定義されるレイノルズ数は150に設定しているが、結果としてバルク平均速度とチャネル半幅により定義されるレイノルズ数は4580である。以後、物理量は、粘性長さと摩擦速度で無次元化しているものとする。

## 3、結果および考察

### 3 - 1 レイノルズ剪断応力の消滅機構

図 2 に流れ場の下壁面全体における、低圧、高圧領域の分布を示す。適当な高いしきい値の低圧領域の等値面は、壁面に対して傾いた細長いチューブ状の構造となり、これを中心として流れ方向に軸を持つ縦渦運動が存在する[2]。

図 3、図 4に検討した渦構造と着目したxy断面、yz断面の位置関係を示す。低圧領域の斜め上下に高圧領域が存在する。この傾向は、壁面乱流に限らず一様性乱流においても同様に見られる現象である[5]。流れ方向に長く伸びた低圧領域は、下流に向かうに従い壁面から離れ、渦軸がx方向から傾く。

図 5に断面内での低圧、高圧領域の分布を、図 6にレイノルズ剪断応力の分布を示す。低圧領域の左右にそれぞれしきい値の高いイジェクション（壁から離れる低速の流体運動）、スweep（壁に向かう高速の流体運動）が存在し、Robinsonの結果と一致する。これらの剪断応力は、渦運動により低速の流体が持ち上げられること及び、高速の流体が壁面近くに押し下げられることによると考えられる[1]。

次に、レイノルズ剪断応力の消滅を担う物理現象を明らかにするため剪断応力の再分配項が高い正值をとる領域に着目した。

図 7にレイノルズ剪断応力 $(-uv)$ の再分配項 $(\Phi_{12}=p(\partial u/\partial y + \partial v/\partial x))$ の分布を、図 8に $p \partial u/\partial y$ の分布を示す。また、図 9に $\partial u/\partial x$ の分布を示す。

$\partial y$ の分布を示す。再分配項は高圧及び低圧領域で大きな正の値を有する。また、 $p \partial u / \partial y$ の分布が $\Phi_{1,2}$ に支配的影響を与えていることから、図 9に示されるように低圧および高圧領域でそれぞれ異なる符号のせん断層( $\partial u / \partial y$ )の形成がレイノルズ応力の消滅と関係することが示唆される。

図 10は、低圧および高圧でせん断層が形成されるメカニズムの概念図である。渦運動により持ち上げられた壁面近くの低速の流体の一部は、縦渦の斜め上方の高圧領域に向かって輸送される。流体はy方向に上昇しながら、後からきた高速の流体に衝突されて、x方向の運動量変動( $u$ )を失う。この結果、高圧領域で正符号のせん断層( $\partial u / \partial y$ )が形成される。同様に、渦運動により下げられた高速の流体は、壁面近くの低圧領域に輸送される過程で低速の流体と衝突し、剪断層が形成される。こうした剪断層形成の過程がレイノルズ剪断応力の消滅機構の一つと考えられる。

持ち上げられた低速流体の残りは渦の回転運動により渦の左右から上方に輸送される。渦の回転する速度は渦の中心付近では中心から離れるほど大きくなるので、持ち上げられた流体も中心から離れるほどより低速になっている。このようにスパン方向に対して速度勾配をもつ流体が渦の上下に輸送され、渦を包み込むことで負の符号をもつせん断層が形成される。

図 11に流れ方向速度変動 $u$ の分布を、図 12に、渦度の $z$ 方向成分

( $\omega_z$ )を示す。図 11より、壁面近くの低速の流体が渦運動により持ち上げられ、さらに渦を包み込む現象が見られる。この結果、図 9、図 12 に示されるように  $\partial u / \partial y$ 、 $\omega_z$  も縦渦を包み込む。こうした現象は、Jimenez et al[6]によりラッピングと呼ばれているが、これが、レイノルズ応力  $-uv$  の消滅の過程であると推測できる。

### 3 - 2 レイノルズ垂直応力の再分配機構

図 13の平面で囲まれた、 $\Delta x = 312$ 、 $\Delta z = 302$ の領域を微少領域とする。図 14、図 15に、微少領域で平面平均したレイノルズ応力及び速度乱れの rms 値の分布を示す。微少領域での平均は、黒田(3)のアンサンブル平均に比べ若干少ないが、緩衝領域までは、一様性乱流の統計的性質を表わし、微少領域内の乱流構造を、壁乱流に典型的な構造として着目することの妥当性が示されている。

レイノルズ応力の再分配を担う物理現象を明らかにするため、再分配項が大きな値をとる領域に着目した。

図 16に  $u^2$  の再分配項 ( $2p \partial u / \partial x$ ) の分布を示す。 $2p \partial u / \partial x$  は、高圧領域で高い負値をとる。低圧領域では、上流側では小さく、縦渦が下流に向い、壁面から離れる過程でより大きな負値をとる。

図 17に  $v^2$  の再分配項 ( $2p \partial v / \partial y$ ) の分布を示す。渦の中心で強い正値をとり、渦の周辺で負の値となる。また高圧領域の渦に近い側で、弱い負値となる。

図 18に  $w^2$  の再分配項 ( $2p \partial w / \partial z$ ) の分布を示す。斜め上下に表わ

れる高圧領域および、渦の周囲の低圧領域で正值となる。逆に、渦中心の低圧領域では、 $2\rho\partial w/\partial y$ は負値となる。

以上の結果、高圧、低圧部はそれぞれ図 19、図 20の歪状態となる。高圧領域では、渦運動に起因する壁垂直方向速度を持つ流体が高圧部に衝突し、 $\partial v/\partial y$ は負値をとる。この時、流体は流れ方向に低速の運動量をもっているので、後からきた高速の流体に衝突され、 $\partial u/\partial x$ は負値をとる。壁面近くの高圧領域では、渦運動による壁面近傍に下げられた流体が低速の流体と衝突し $\partial u/\partial x$ は正值となり、連続式の条件により $\partial w/\partial z$ は負値となる。この一連の運動は、 $u^2, v^2$ から $w^2$ へのレイノルズ応力の再分配の過程である。

これに対して、渦周辺の低圧領域で $\partial w/\partial z$ は正值、 $\partial v/\partial y$ は負値をとるが、これとは逆に、渦中央では $\partial w/\partial z$ は負値、 $\partial v/\partial y$ は正值となる。この歪状態は、渦運動において、 $w$ から $v$ に向かう過程にある速度の方が $v$ から $w$ に向かう過程にある速度成分よりも大きいことに起因する。こうした歪状態は、高圧領域での再分配により生じた $w$ 方向の速度成分が低圧領域に向かう過程で壁垂直方向の速度 $v$ に変換され渦運動となるために生じる。このため、渦運動全体では、 $w^2$ から $v^2$ へのレイノルズ応力の再分配に寄与すると考えられる。

次に、レイノルズ垂直応力の再分配項の平面平均 ( $\Phi_{11}$ 、 $\Phi_{22}$ 、 $\Phi_{33}$ ) と乱流構造との関係について検討する。図 21に微少領域での再分配項の平面平均を示す。再分配項は、レイノルズ応力の分散と

比べるとその振動が大きい。ただし、粘性底層で $\Phi_{11}$ 及び $\Phi_{22}$ が負、 $\Phi_{33}$ が正、また、緩衝領域で $\Phi_{11}$ が負、 $\Phi_{22}$ および $\Phi_{33}$ が正となるなどアンサンブル平均された再分配項の分布を定性的によく表わす。

図 22、23に低圧および高圧の条件下での微少領域内の平面平均 $\Phi_{ij}$ の分布（それぞれ $\Phi^-$ 、 $\Phi^+$ ）を示す。縦渦の中心は粘性長さ $y^+$ で20から30の間に存在するが、この領域で $\Phi_{11}^-$ 、 $\Phi_{33}^-$ が負、 $\Phi_{22}^-$ は正となる。高圧領域では対数領域に至るまで $\Phi_{22}^+$ は負、あるいはほぼ0となるので、渦領域である低圧領域が $\Phi_{22}$ を正值とするのに大きく貢献することがわかる。緩衝領域では、 $\Phi_{11}^-$ は $y^+$ に比例して大きな値をとる傾向が示されている。これは、壁面から離れるにつれて渦軸がx軸から傾くことに関連していると考えられるが、その詳細は不明である。

一方、図 23より、高圧の条件を課した場合には、緩衝領域で、 $\Phi_{33}^+$ は正值、 $\Phi_{11}^+$ 、 $\Phi_{22}^+$ は負値をとる。これより、平面平均された $\Phi_{33}$ に貢献するのがせん断層を伴う高圧領域であることがわかる。

以上の結果に基づき、図 24に準秩序構造内での運動量輸送機構の概念図を示す。渦運動により持ち上げられた低速の流体の一部はさらに渦の上に輸送され、渦を包みこむ（ラッピング）。残りの低速流体は、高圧領域へと輸送され、そこで、 $u, v$ から $w$ への運動量の変換が行われる。低圧領域では、高圧領域で生成された $w$ が渦運動を通して $v$ に変換される。この運動量変換機構に伴い、高圧領域で $u^2$ の再



分配項は負になり、 $w^2$ の再分配項は正となる。低圧領域では $v^2$ の再分配項は正となり、それぞれアンサンブル平均に大きく貢献するものと考えられる。

### 結論

壁面乱流に生じる、渦構造及び、剪断層を伴う準秩序構造の一つに着目し、そこでのレイノルズ応力の再分配機構について調べ以下のことがわかった。

- 1、縦渦により壁面近くの低速の流体が持ち上げ、あるいは高速の流体の持ち下げにより生成された速度変動 $u$ は、その一部が高圧領域に輸送され $w$ に再分配される。 $w$ はさらに縦渦により $v$ に再分配される。
- 2、低圧領域でのラッピング現象及び高圧領域でのせん断層の形成過程がレイノルズ剪断応力の主たる消滅過程である。

### 参考文献

- (1) Robinson, S. K., Ann. Rev. Fluid Mech., vol. 23, 1992, pp. 601-639.
- (2) Kasagi, N., et al., Proc. Exp. Heat Transfer, Fluid Mech. and Term., Hawai, 1993, to be presented.
- (3) 黒田：東京大学博士論文、1990
- (4) Reutsh, G. R. and Maxey, M. R., Phy. Fluids A 3(6), June, 1991, pp. 1587-1597.
- (5) 飯田、笠木、数値流体力学シンポジウム講演論文集, 1992, pp. 225-228.
- (6) Jimenz, J. & Moin, P., J. Fluid Mech., 225, 1991, pp. 213-240.

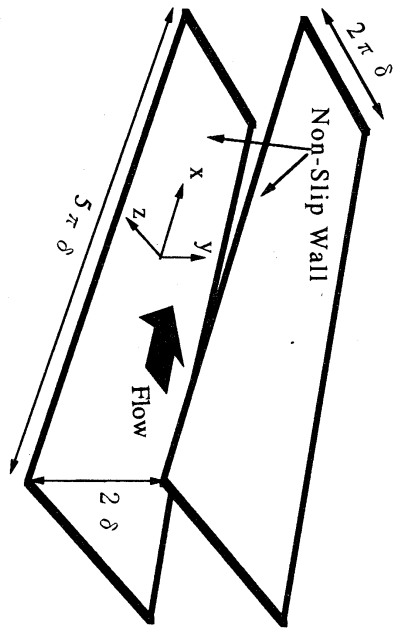


図 1. 計算領域及び座標系

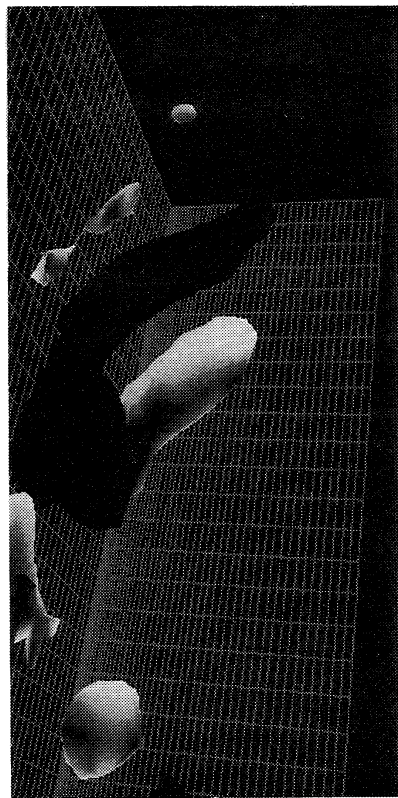


図 3. 着目した低圧、高圧領域の等値面、黒； $p=-4.0$ 、白； $p=3.5$

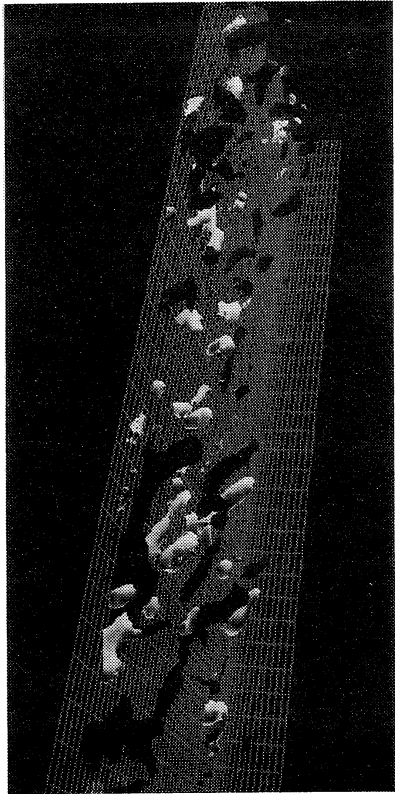


図 2. 流れ場全体の低圧、高圧領域、黒； $p=-4.0$ 、白； $p=3.5$

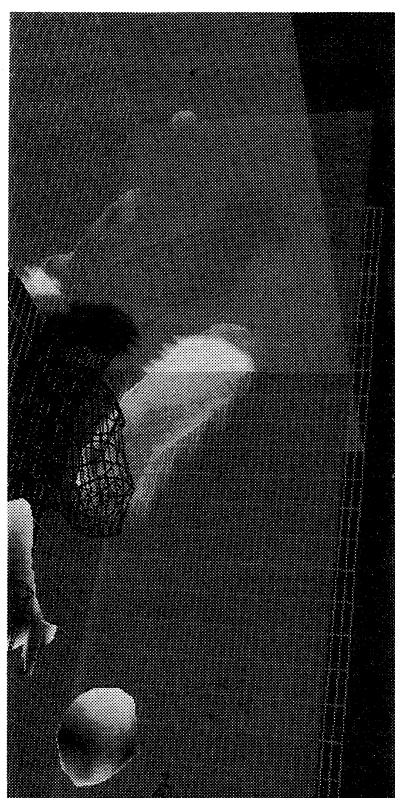


図 4. 検討したxy, yz断面と渦構造



図 5.  $xy, yz$ 断面での低圧、高圧領域の分布  
黒 ;  $p < -3.0$ 、白 ;  $p > 3.0$



図 7.  $p(\partial u / \partial y + \partial v / \partial x)$ の分布、  
黒 ;  $-0.4$ 以下、白 ;  $0.4$ 以上

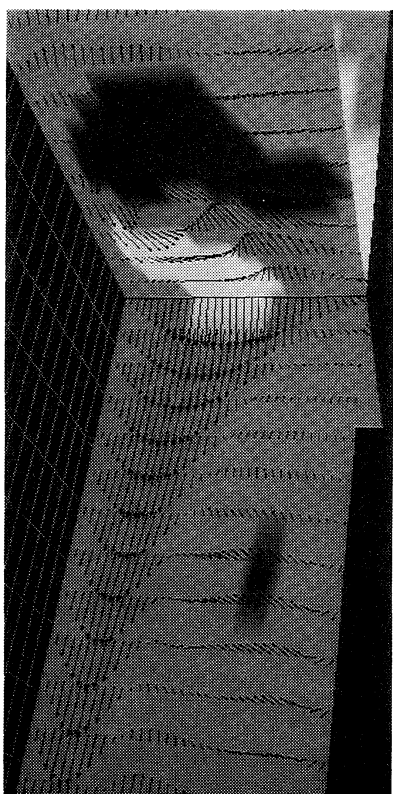


図 6. レイノルズ剪断応力の分布、  
黒 ;  $-uv < 1, u > 0$ 、白 ;  $-uv < 1, u < 0$

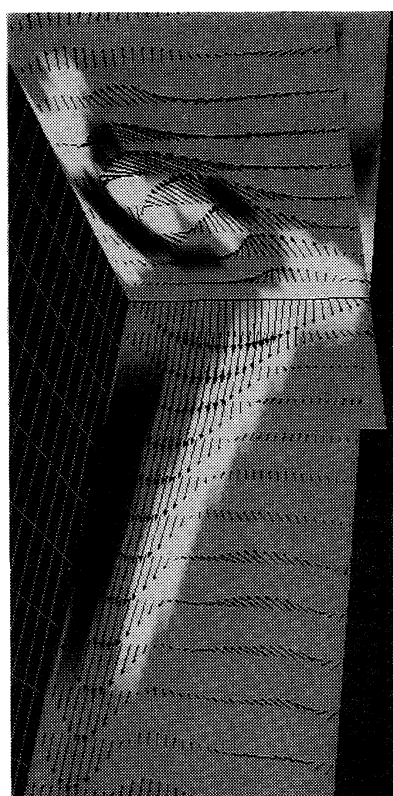


図 8.  $p \partial u / \partial y$ の分布、  
黒 ;  $-0.4$ 以下、白 ;  $0.4$ 以上

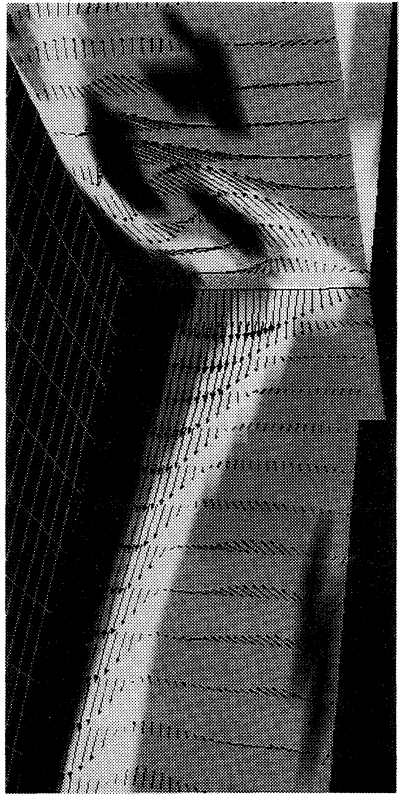


図 9.  $\partial u / \partial y$  の分布、黒 ; -0.1 以下、白 ; 0.1 以上

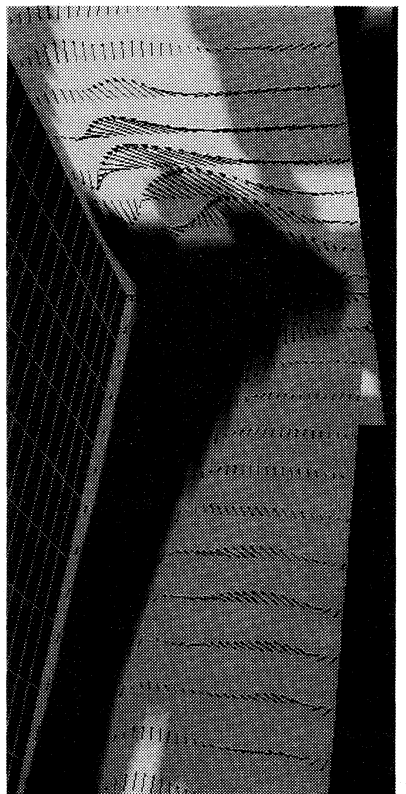


図 11.  $u$  の分布、黒 ; -1 以下、白 ; 1 以上

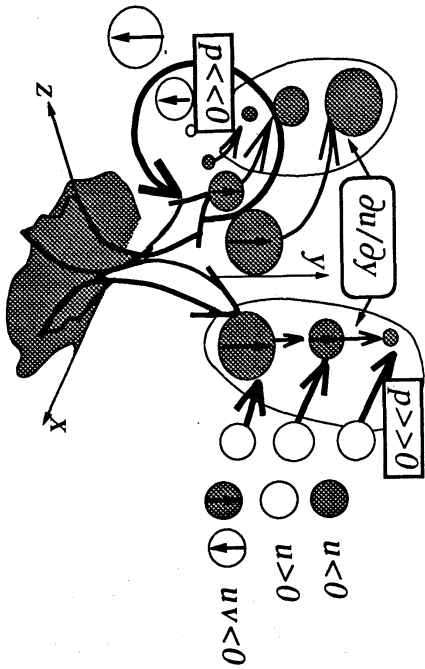


図 10. 剪断層形成の概念図



図 12.  $\omega_z$  の分布、黒 ; -0.1 以下、白 ; 0.1 以上



図 13. 平面平均をとった微少領域 (平面で囲まれた領域)

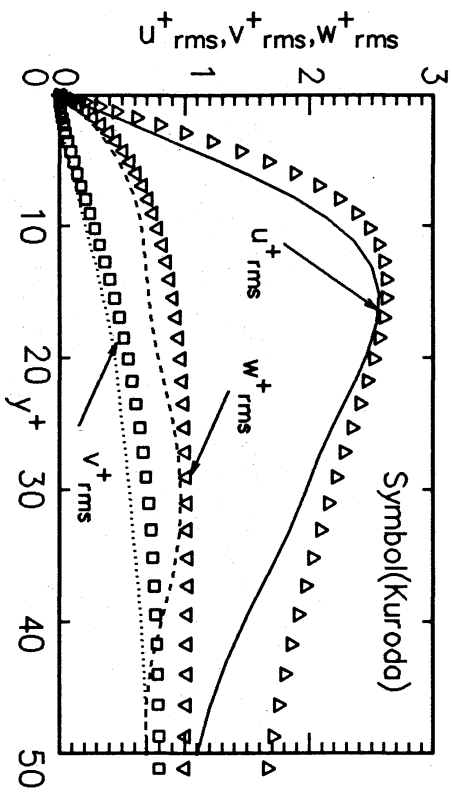


図 14. 速度乱れの  $r. m. s$  値の壁垂直方向変化

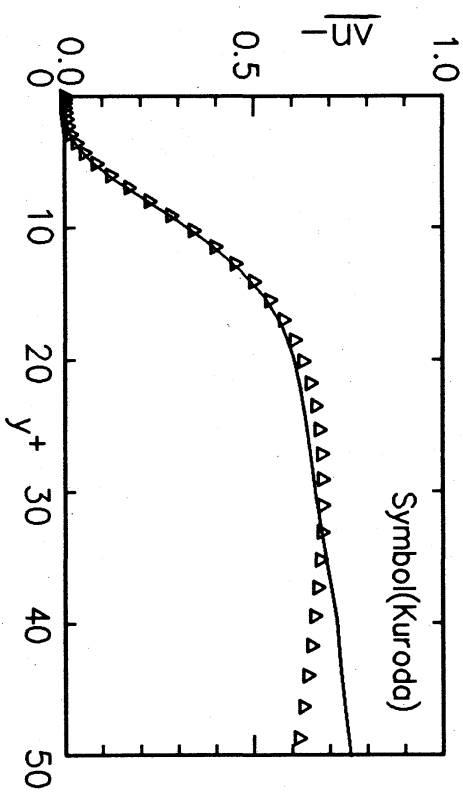


図 15. レイノルズ剪断応力の壁垂直方向変化



図 16.  $2\rho \partial u / \partial x$  の分布、

黒 ;  $-0.2$ 以下、白 ;  $0.2$ 以上



図 17.  $2p\partial v/\partial y$ の分布、  
黒：-0.2以下、白：0.2以上

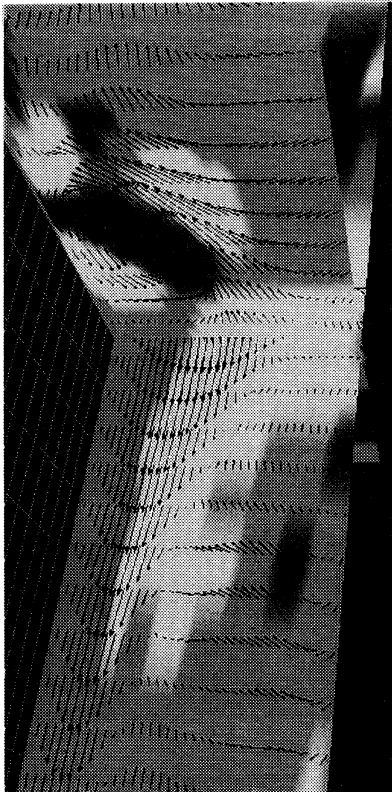


図 18.  $2p\partial w/\partial z$ の分布、  
黒：-0.2以下、白：0.2以上

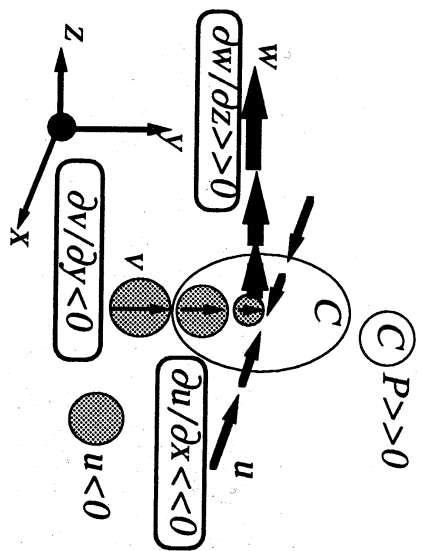


図 19. 高圧領域での歪状態

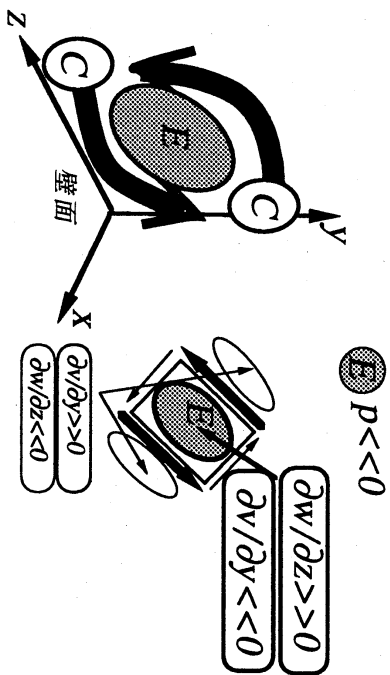


図 20. 低圧領域での歪状態

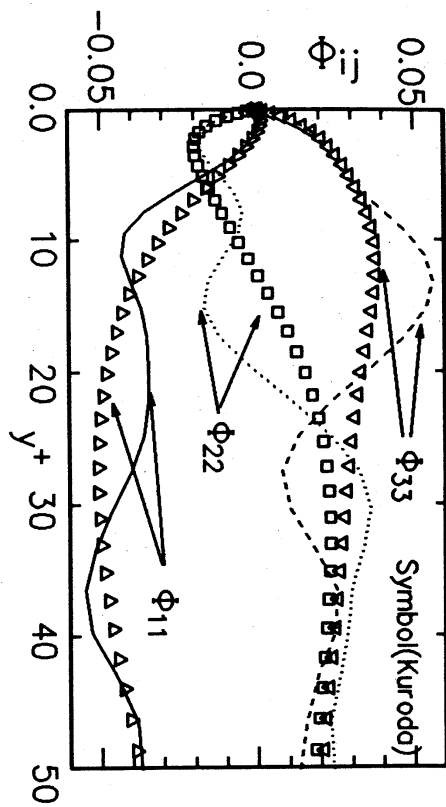


図 21. 微少領域での  $\Phi_{ij}$  の分布

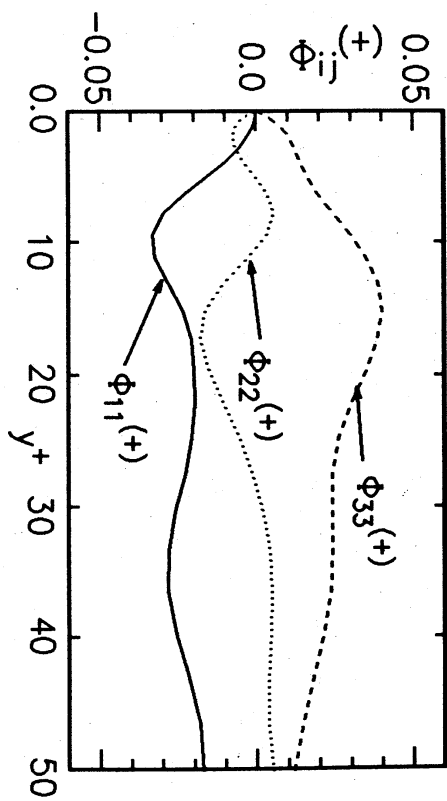


図 23.  $p > 0$  の条件下での  $\Phi_{ij}$  の分布

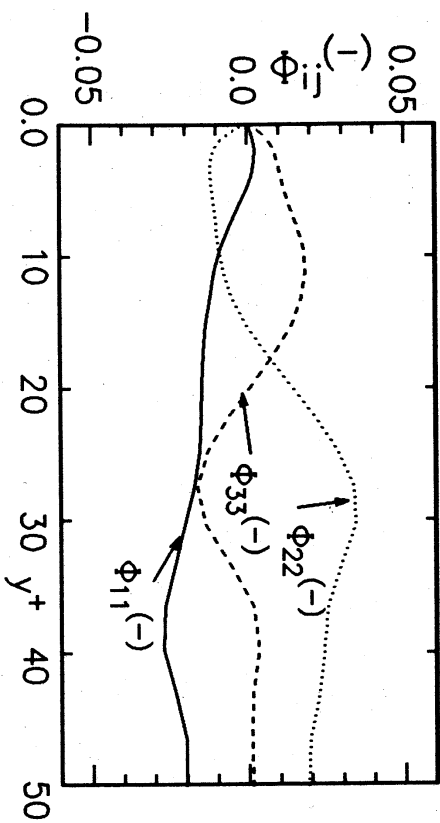


図 22.  $p < 0$  の条件下での  $\Phi_{ij}$  の分布

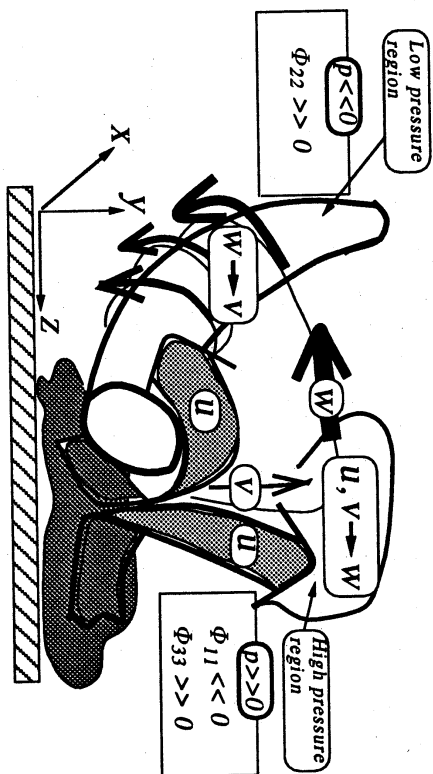


図 24. 再分配機構の概念図